

УДК 535.1+535.4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

А.П. Сухоруков, В.Е. Лобанов, А.А. Калинович, Д.М. Зверев

Аннотация

Представлена теория двухчастотного взаимодействия волновых пучков импульсного излучения. Мощный импульс накачки создает бегущую неоднородность в форме светового сгустка, от которого может отразиться сигнальный импульсный пучок на другой частоте. Найдены и изучены траектории сигнала. Путем численного моделирования изучена волновая динамика одиночного и двойного отражения с учетом дифракции, дисперсии и нелинейности показателя преломления.

Ключевые слова: импульсный пучок, нелинейность, дифракция, дисперсия, взаимодействие, полное отражение, пространственно-временной домен, траектория.

Введение

В работе рассматривается взаимодействие между двумя импульсными пучками в нелинейных средах. Импульсные пучки – это пучки импульсного излучения. Они ограничены во времени (вдоль направления распространения) и в пространстве (в поперечном направлении). Они могут менять свою форму в отличие от световых пучков – пространственно-временных солитонов [1–4]. Импульсные пучки распространяются с разными скоростями и под разными углами. При определенных условиях они могут столкнуться друг с другом, то есть прийти в одну точку. Если среда нелинейная, то импульсные пучки в области пересечения взаимодействуют между собой, в результате чего могут изменяться их частоты, скорости, углы наклона траекторий и т. д.

Особое внимание мы уделили анализу эффекта полного внутреннего отражения слабого сигнала от опорного импульсного пучка (накачки). Ранее нами были исследованы двух- и трехчастотные взаимодействия как лазерных пучков, так и оптических импульсов [5–11] с учетом разности скоростей. Оказалось, что после превышения определенного порога по интенсивности накачки сигнал испытывает полное отражение. Сказанное означает, что в результате столкновения, во-первых, сигнальный импульс замедляется, идет от импульса накачки в обратную сторону и не может обогнать импульс накачки, во-вторых, сигнальный пучок отражается от пучка накачки как от зеркала.

Естественно, при взаимодействии оптических сгустков пространственные и временные эффекты накладываются друг на друга. Поэтому возможны различные сценарии поведения импульсных пучков в зависимости от величин индуцированной неоднородности и векторной расстройки скоростей:

- 1) при слабой нелинейности и малой индуцированной неоднородности полное отражение отсутствует, траектория сигнала лишь немного искривляется в пространственно-временном домене, созданным накачкой;
- 2) отражение импульса наблюдается при движении по почти прямой траектории;

3) зеркальное отражение пучка с незначительным замедлением сигнала во времени;

4) сигнал зеркально отражается и во времени, и в пространстве.

Эффект отражения возникает в дефокусирующей среде с кубической нелинейностью или квадратичной каскадной нелинейностью. Второй тип нелинейности связан с несинхронным параметрическим взаимодействием трех волн, которое обеспечивает большую устойчивость взаимодействия импульсных пучков. Именно этот вариант рассматривается в настоящей работе. В приближении заданного поля накачки теория сводится к решению одного уравнения для сигнальной волны с учетом дифракции, дисперсии и индуцированной накачкой неоднородности показателя преломления. Далее обсуждаются результаты численного моделирования, анализируются траектории импульсных пучков в пространственно-временном домене. Динамика столкновения зависит от начальных условий: начального положения сигнала и накачки, скорости и направления их движения, угла пересечения пучков и разности скоростей, знака и величин нелинейности, коэффициентов дисперсии и дифракции.

1. Каскадный процесс трехчастотного взаимодействия

Рассмотрим несинхронное взаимодействие в квадратично-нелинейной среде трех импульсных пучков, амплитуды которых медленно изменяются во времени и в пространстве: $E = \sum_{j=1}^3 A_j(z, x, t) \exp(i(\omega_j t - k_j z)) + c.c.$, где индексы "1, 2, 3" относятся к опорной, сигнальной и холостой волнам соответственно. Частоты связаны соотношением $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = 0$, а волновые векторы имеют волновую расстройку $\Delta k = k_1 + k_2 - k_3$. Динамика изменения амплитуд описывается укороченными уравнениями для амплитуд [12], которые решаются численными методами. Однако в случае достаточно большой волновой расстройки параметрическое взаимодействие принимает характер каскадного процесса. Сначала накачка и сигнал возбуждают холостую волну с амплитудой $A_3 \approx i\gamma_3 A_1 A_2 / \Delta k$, которая оказывает обратное влияние, в результате чего меняются показатели преломления на величины

$$n_{nl1} = (\gamma_1 \gamma_3 / \Delta k) |A_2|^2, \quad n_{nl2} = (\gamma_2 \gamma_3 / \Delta k) |A_1|^2. \quad (1)$$

Возникает параметрическая кросс-модуляция: накачка (опорный импульсный пучок) варьирует показатель преломления на сигнальной частоте и наоборот. Так как амплитуда опорной волны (накачки) во много раз больше амплитуды сигнальной волны, глубина модуляции показателя преломления значительно больше у сигнала, $n_{nl2} \gg n_{nl1}$. Таким образом, ситуация сильно упрощается. Основные черты нелинейного взаимодействия световых сгустков можно выявить с помощью решения только одного уравнения для амплитуды сигнала

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \alpha \frac{\partial A_2}{\partial x} + \nu \frac{\partial A_2}{\partial \tau} + i D_x \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + i D_\tau \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} = i k_2 n_{nl2}(x, \tau) A_2, \quad (2)$$

в котором $\tau = t - \frac{z}{u_1}$, $\alpha = \angle(k_2, z)$, $\nu = u_2^{-1} - u_1^{-1}$, $D_x = \frac{1}{2k_2}$, $D_\tau = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}$. Так как модуляция опорного импульсного пучка во времени и в пространстве происходит независимо, целесообразно записать индуцированную неоднородность в виде произведения

$$n_{nl2}(x, \tau) = n_{nl}(x) n_{nl}(\tau). \quad (3)$$

Первый множитель связан с поперечным профилем пучка, а второй – с временным профилем огибающей импульса.

Итак, в каскадном приближении сигнал распространяется в неоднородной среде, созданной в несинхронной квадратичной среде опорным импульсным пучком, согласно уравнению (2) с учетом (3).

2. Траектории сигнала в пространстве и во времени

Для анализа распространения сигнального импульсного пучка в неоднородной среде воспользуемся методом геометрической оптики, позволяющим найти траектории, по которым движется сигнал. Только, в отличие от классической геометрической оптики, в нашей задаче речь пойдет о траекториях $x = x_s(z)$, $\tau = \tau_s(z)$ в пространственно-временном домене, содержащем неоднородность (3). Обобщая стандартную методику на случай пространственно-временной модуляции показателя преломления, находим уравнения для координат траектории, вдоль которой распространяется сигнал

$$\frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = -2k_2 D_x \frac{\partial n_{nl}(x)}{\partial x} n_{nl}(\tau), \quad \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2} = -2k_2 D_\tau \frac{\partial n_{nl}(\tau)}{\partial \tau} n_{nl}(x). \quad (4)$$

$$x(0) = d, \quad \left. \frac{\partial x}{\partial z} \right|_{z=0} = -\alpha, \quad \tau(0) = \tau_0, \quad \left. \frac{\partial \tau}{\partial z} \right|_{z=0} = -\nu.$$

Заметим, что $2k_2 D_x = 1$, следовательно,

$$\frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = -\frac{\partial n_{nl}(x)}{\partial x} n_{nl}(\tau),$$

то есть уравнение такое же, как и в чисто пространственном случае, но функция неоднородности содержит множитель, зависящий от времени. Аналогичное замечание относится к временной координате траектории.

Анализ системы уравнений (4) в общем виде является достаточно сложной задачей. Однако, вводя некоторые упрощения, можно выделить основные эффекты. Перечислим несколько возможных сценариев взаимодействия:

- 1) условия отражения не выполняются ни в пространстве, ни во времени;
- 2) отражение происходит только в пространстве (например, если изменить знак коэффициента дисперсии);
- 3) отражение происходит только во времени;
- 4) отражение происходит и в пространстве, и во времени.

При анализе случаев 1) и 4) особый интерес представляет импульсные пучки, поведение которых в пространстве и во времени идет по одинаковым законам, то есть $x_s(z) = p\tau_s(z)$, где p – коэффициент подобия. Тогда уравнения для пространственной и временной координат должны в (4) совпадать друг с другом. Согласование координат налагает определенные связи на параметры среды и световых шариков. Очевидно, что данный случай соответствует центральному столкновению.

3. Нецентральное соударение импульсных пучков

Если соударение «нецентральное», то есть отстройки по времени и расстоянию не согласованы, то для оценки «прозрачности» неоднородности можно воспользоваться следующим подходом. Сигнальный импульс распространяется по отношению к импульсу накачки с групповой расстройкой ν вдоль характеристики $\tau = \tau_0 - \nu z$. Расстояние между импульсными пучками, распространяющимися под углом α друг к другу, сокращается в поперечном направлении по закону $x = d - \alpha z$. С учетом этих двух факторов безразмерное расстояние между центрами

гауссовых импульсных пучков

$$A_1 = E_1 \exp(-\tau^2 T^{-2} - x^2 a^{-2}), \quad A_2 = E_2 \exp[-(\tau - \tau_0 + \nu z)^2 T^{-2} - (x - d + \alpha z)^2 a^{-2}]$$

выражается формулой

$$R^2 = (d - \alpha z)^2 a^{-2} + (\tau_0 - \nu z)^2 T^{-2}, \quad (5)$$

где a – поперечная ширина опорного пучка, T – его длительность. Именно это расстояние определяет зависимость индуцированной неоднородности от степени сближения световых сгустков: $n_{nl} = n_{nl}(0) \exp(-R^2)$. Полагая производную равной нулю $dR/dx = 0$, определяем расстояние, при котором накачка и сигнал максимально сближаются $z_m = (\alpha d T^2 + \nu \tau_0 a^2) / (\alpha^2 T^2 + \nu^2 a^2)$. Подставляя это выражение в (5), находим минимально возможное расстояние между взаимодействующими световыми сгустками в виде

$$R_{\min}^2 = \frac{(\tau_0 \alpha - d \nu)^2}{\alpha^2 T^2 + \nu^2 a^2}. \quad (6)$$

Из (6) следует простой вывод. Импульсные пучки сходятся в одну точку $R_{\min} = 0$, когда длина группового запаздывания равна длине, на которой пучки пересекаются в пространстве:

$$\frac{\tau_0}{\nu} = \frac{d}{\alpha}. \quad (7)$$

Можно рассмотреть много частных случаев. Например, если пучки идут параллельно друг другу, $\alpha = 0$, то минимум $R_{\min} = d/a$ достигается, когда сигнал догоняет импульс накачки на расстоянии группового запаздывания $z_m = \tau_0/\nu$. Если групповые скорости импульсов одинаковы, $\nu = 0$, то продольное расстояние не меняется, происходит сближение пучков и на расстоянии $z_m = d/\alpha$ их траектории пересекаются, в этом месте световые сгустки сближаются до расстояния $R_{\min} = \tau_0/T$.

Выражение (6) можно использовать для оценки максимального значения неоднородности на пути сигнального пучка: $n_{\max} = n_{nl}(0) \exp(-R_{\min}^2)$. Зная это максимальное значение и используя выведенные ранее уравнения для импульсов и пучков, можно сделать предварительные выводы о том, будут ли происходить отражения в пространстве и во времени. Напомним, что согласно работам [2, 3] порог полного отражения для пучков равен $\alpha_{cr} = \sqrt{2n_{nl}(0)}$, для импульсов $\nu_{cr} = \sqrt{n_{nl}(0)k_2 \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right)}$.

Основная проблема состоит в выборе нелинейной среды. Кубическая нелинейность не подходит в пространственном случае из-за сильной дефокусировки опорного пучка. Фоторефрактивная нелинейность не подходит для коротких импульсов. Остается только квадратичная нелинейность, но в данном случае необходимо подобрать условия, при которых холостая волна на суммарной частоте будет генерироваться слабо и существовать только в области взаимодействия.

4. Моделирование соударения световых сгустков

В работе проведено моделирование динамики параметрического взаимодействия световых сгустков на основе численного решения трех уравнений для огибающих опорной, сигнальной и холостой волн с учетом дифракции, дисперсии 2-го порядка, расстройки скоростей для разных начальных условий. Приведем несколько примеров.

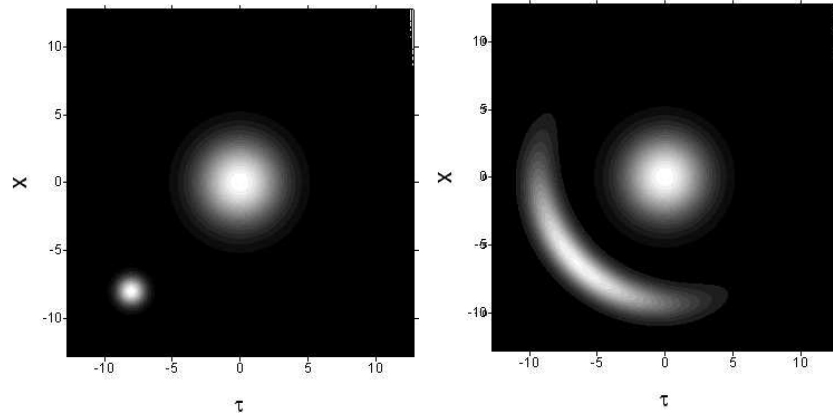


Рис. 1. Двойное отражение сигнала от опорного импульсного пучка. Слева начальное расположение сигнала и накачки в пространственно-временном домене при $z = 0$; справа – после столкновения при $z = 12$

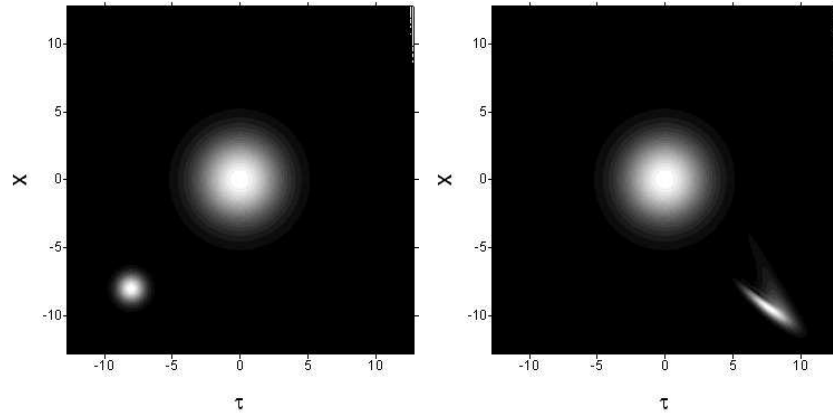


Рис. 2. Одианное отражение сигнала от опорного импульсного пучка в пространстве

Случай 1. Пусть условия отражения выполняются и в пространстве, и во времени при $\alpha < \alpha_{cr}$, $\nu < \nu_{cr}$. На рис. 1 показано расположение сигнала и накачки до и после столкновения. Видно, что после столкновения сигнал меняет направление распространения относительно накачки на противоположное в пространстве и во времени, то есть имеет двойное отражение. Пучок зеркально отразился (поперечное сечение ушло вниз по оси поперечной координаты x), а импульс замедлился (переместился влево по временной оси τ). Кроме того, изменилась частота сигнала, причем неодинаково по сечению пучка.

Случай 2. Условия отражения выполняются в пространстве и не выполняются во времени. Это отражение от нестационарной неоднородности (см. рис. 2).

Случай 3. Условия отражения не выполняются ни в пространстве, ни во времени. Сигнал проходит насквозь через накачку с малыми искажениями (см. рис. 3).

Случай 4. Опорный пучок имеет большую ширину и меньшую длительность. Неоднородность непрозрачна по временной координате (см. рис. 4).

Случай 5. Узкая и короткая неоднородность, непрозрачная в обоих измерениях. Сигнал обтекает препятствие и расщепляется на два импульсных субпучка (см. рис. 5). Этот случай не описывается в рамках геометрической оптики.

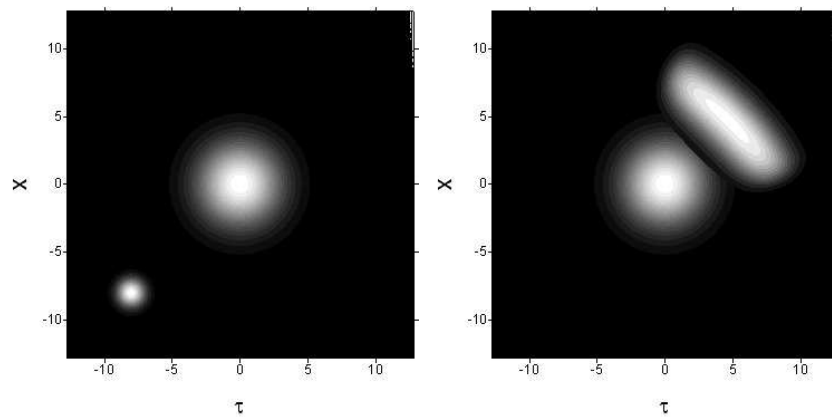


Рис. 3. Прохождение сигнала через опорный импульсный пучок без отражения

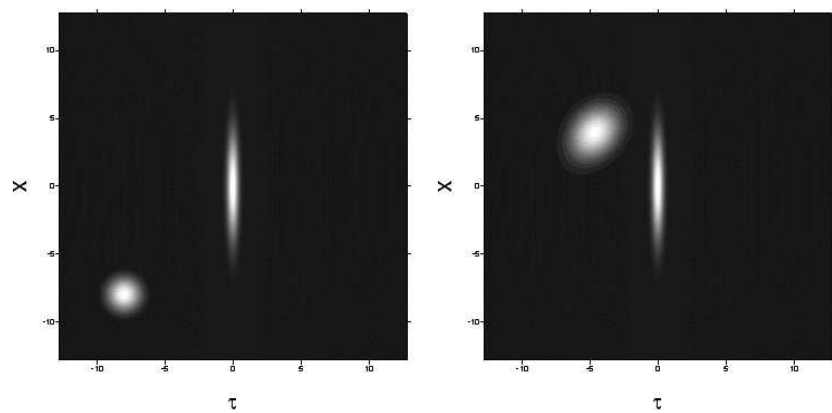


Рис. 4. Отражение сигнала от опорного импульса по шкале локального времени

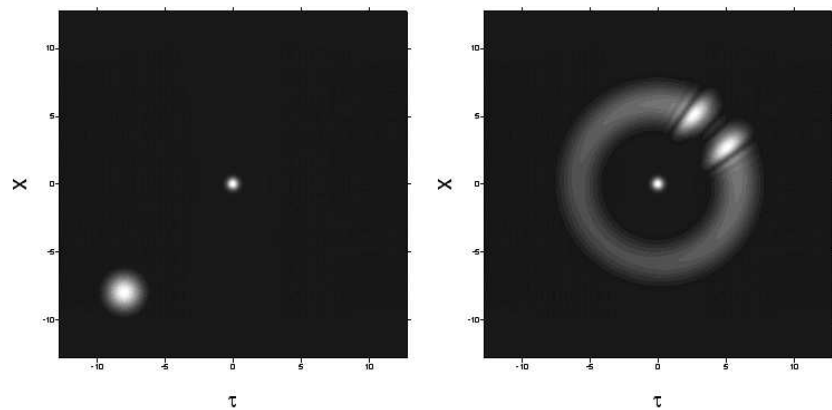


Рис. 5. Обтекание сигналом опорного импульсного пучка в пространственно-временном домене. После прохождения препятствия формируются два импульсных пучка (см. два ярких пятна на правой фотографии)

На рис. 1–5 все левые изображения импульсных пучков получены на входе в нелинейную среду при $z = 0$, а правые – после столкновения на расстоянии $z = 12$.

Заключение

Таким образом, параметрическое взаимодействие световых сгустков содержит много новых практически важных эффектов. Введение расстройки волновых векторов придает квадратичной среде свойства керровской нелинейности. Перевод нелинейности в дефокусирующий режим позволяет осуществлять полное отражение сигнала от опорного импульсного пучка. Обобщение геометрической оптики на пространственно-временные неоднородности позволило получить уравнения для координат траекторий, вдоль которых распространяется сигнал. В зависимости от начальных условий и параметров среды возможны четыре сценария поведения сигнала:

- 1) прохождение сигнала через неоднородность с малыми искажениями;
- 2) полное отражение по поперечной координате;
- 3) полное отражение и замедление сигнального импульса;
- 4) полное отражение по поперечной и продольной координатам.

Свою специфику вносят импульсные пучки с разным соотношением ширины и длительностей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 11-02-00681-а, 12-02-90023-Бел_а).

Summary

A.P. Sukhorukov, V.E. Lobanov, A.A. Kalinovich, D.M. Zverev. Interaction of Pulsed Laser Beams in Nonlinear Media.

We present a theory of the two-frequency interaction of pulsed laser beams. A powerful pump pulse induces a moving inhomogeneity in the form of a light bunch, which can reflect a signal pulsed beam of different frequency. We found and studied the trajectories of the signal pulsed beam in the presence of the induced inhomogeneity. Using wave theory, we studied the dynamics of single and double reflection, taking into account dispersion, diffraction and nonlinearity of the refractive index.

Keywords: pulsed beam, nonlinearity, diffraction, dispersion, interaction, total reflection, space-time domain, trajectory.

Литература

1. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 648 с.
2. Silberberg Y. Collapse of optical pulses // Opt. Lett. – 1990. – V. 15, No 22. – P. 1282–1284.
3. Wise F., Di Trapani P. The hunt for light bullets – spatiotemporal solitons // Opt. Photon. News. – 2002. – V. 13, No 2. – P. 28–32.
4. Malomed B.A., Mihalache D., Wise F., Torner L. Spatiotemporal optical solitons // J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. – 2005. – V. 7, No 5. – P. R53–R72.
5. Lobanov V.E., Sukhorukov A.P. Total reflection, frequency, and velocity tuning in optical pulse collision in nonlinear dispersive media // Phys. Rev. A. – 2010. – V. 82, No 3. – P. 033809-1–033809-4.
6. Sukhorukov A.P., Lobanov V.E. Repulsion and total reflection with mismatched three-wave interaction of noncollinear optical beams in quadratic media // Phys. Rev. A. – 2011. – V. 84, No 2. – P. 023821-1–023821-7.

7. Лобанов В.Е., Калинович А.А., Сухоруков А.П. Эффект полного внутреннего отражения волновых пучков в нелинейных средах // Изв. РАН. Сер. физ. – 2009. – Т. 73. № 12. – С. 1691–1695.
8. Sukhorukov A.P., Lobanov V.E., Kalinovich A.A. Nonlinear diffraction and total internal reflection in optical-beam interaction in defocusing media // J. Russ. Laser Res. – 2010. – V. 31, No 1. – P. 1–11.
9. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. Параметрическое отражение волновых пучков при несинхронном трехчастотном взаимодействии // Изв. РАН. Сер. физ. – 2005. – Т. 69, № 12. – С. 1775–1778.
10. Lobanov V.E., Sukhorukov A.P. Repulsion and total reflection with mismatched three-wave interaction of noncollinear optical beams in quadratic media // Phys. Rev. A. – 2011. – V. 84, No 2. – P. 023821-1–023821-7.
11. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П., Цырендоржиев А.Ж., Калинович А.А. Параметрическое рассеяние оптических пучков в трехмерной геометрии // Изв. РАН. Сер. физ. – 2006. – Т. 70, № 12. – С. 1731–1735.
12. Сухоруков А.П. Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. – М.: Наука, 1988. – 232 с.

Поступила в редакцию
27.11.12

Сухоруков Анатолий Петрович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой фотоники и физики микроволн физического факультета, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия.

E-mail: apsmsu@gmail.com

Лобанов Валерий Евгеньевич – кандидат физико-математических наук, докторант физического факультета, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия.

E-mail: vallobanov@gmail.com

Калинович Алексей Андреевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник физического факультета, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия.

E-mail: kalinovich1978@rambler.ru

Зверев Дмитрий Михайлович – аспирант кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия.

E-mail: zverev@physics.msu.ru